

SÉRIE A, N° 890

N° D'ORDRE : .

1705

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. F. HOLWECK

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS X
DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

2 FÉV

Soutenues le janvier 1922 devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. J. PERRIN..... } *Examineurs.*
FABRY..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1922

SÉRIE A, N° 890

N° D'ORDRE :

1705

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. F. HOLWECK

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS X
DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

2 FÉV

Soutenues le janvier 1922 devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. J. PERRIN..... } *Examineurs.*
FABRY..... }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1922

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

<i>Doyen</i>	MOLLIARD, <i>Prof</i> ...	Physiologie végétale.
<i>Doyen honoraire</i>	P. APPELL.	
<i>Profess. honoraires.</i> }	P. PUISEUX.	
	VÉLAIN.	
	BOUSSINESQ	
	BOUTY.	
	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	G. BONNIER.....	Botanique.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOUSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Electrotechnique générale.
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécan. céleste.
	HAUG.....	Géologie.
	H. LE CHATELIER.	Chimie générale.
	G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés)
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, anatomie, physiologie compar.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Mécanique rationnelle.
<i>Professeurs</i>	Cl. GUICHARD.....	Géométrie supérieure.
	LEBESGUE.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	LAPICQUE.....	Physiologie.
	GENTIL.....	Géographie physique.
	VESSIOT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	COTTON.....	Physique théorique et phys. céleste.
	DRACH.....	Mathématiques générales.
	Ch. FABRY.....	Physique.
	CHARLES PEREZ....	Zoologie, anatomie, physiol. comparée
	DANGEARD.....	Botanique (P. C. N.).
	N....	Botanique.
	N....	Physique.
	LEDUC.....	Physique.
	HEROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géologie.
	RÉMY PERRIER....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	LESPIEAU.....	Chimie.
	SAGNAC.....	Physique théorique et physique céleste
	RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	PORTIER.....	Physiologie.
	BLAISE.....	Chimie organique.
	PÉCHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
<i>Secrétaire</i>	D. TOMBECK	

A MES PARENTS

A MA FEMME

Témoignage de mon affection.

A MADAME PIERRE CURIE

Reconnaissant hommage.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS X DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE

Par M. F. HOLWECK

INTRODUCTION

On trouvera, dans ce Mémoire, l'exposé des recherches expérimentales entreprises pour étudier les radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre celles de la lumière et celles des rayons X.

Dans le premier chapitre, j'ai indiqué comment se pose le problème et quels sont les travaux antérieurs relatifs à cette question. Dans le deuxième chapitre, le dispositif expérimental employé est décrit ainsi que les méthodes de mesure et de calcul des coefficients d'absorption. Le troisième chapitre contient les expériences relatives à la détermination de la plus faible différence de potentiel sous laquelle un rayonnement ionisant peut être mis en évidence. Dans le quatrième chapitre, on trouvera les valeurs des coefficients d'absorption des rayons mous ⁽¹⁾ des différents gaz et la loi de variation de ces coefficients en fonction de la longueur d'onde des rayons. J'ai indiqué aussi une méthode permettant très vraisemblablement d'apprécier la fréquence relative à la discontinuité K

(¹) Je me suis permis d'employer fréquemment dans ce Mémoire, pour simplifier l'écriture, le terme de « rayons mous » pour désigner les rayons X de grande longueur d'onde.

d'absorption du carbone. Le cinquième chapitre traite de la mesure des coefficients d'absorption des rayons mous dans le celluloid. Cette étude a été effectuée, d'une manière sensiblement continue, dans tout l'intervalle entre la lumière et les rayons X. Enfin dans le sixième chapitre, sont exposés différents résultats secondaires : on trouvera la valeur des courants d'ionisation produits par l'absorption totale d'un même rayonnement mou dans différents gaz et la mesure du rayonnement de différentes anodes ; j'ai indiqué aussi un essai de réflexion des rayons mous ; vient ensuite un court résumé, et j'ai donné enfin la liste de mes projets.

Cette étude avait été commencée en mai 1914, en collaboration avec M. Debiegne, elle avait donné les résultats préliminaires que l'on trouvera exposés dans le premier chapitre, quand elle fut interrompue, quelques mois après, par la guerre. J'ai repris seul ces recherches au commencement de 1920.

Ce travail a été effectué à Paris, à l'Institut du Radium, dans de très bonnes et très agréables conditions. J'adresse à Mme Curie, qui dirige ce laboratoire, le témoignage de toute ma reconnaissance et de ma respectueuse affection, et à M. Debiegne, mes bien vifs remerciements pour m'avoir engagé dans cette voie et pour l'amical intérêt qu'il a pris à ces recherches.

CHAPITRE PREMIER

Situation du problème. — Un œil normal perçoit les radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre 8.000 et 3.900 Å. (1). Les radiations ultraviolettes pouvant être étudiées dans l'air ne comportent pas de longueurs d'onde sensiblement plus courtes que 1.850 Å. Schumann, en employant un appareil dispersif dans le vide et des plaques spéciales absorbant peu le rayonnement dans le support des grains sensibles, a pu photographier les spectres des éléments jusqu'à 1.220 Å. Lyman, au moyen d'un spectrographe dans le vide, à réseau concave, a pu descendre jusqu'à 510 Å. Enfin, tout récemment, Millikan, en employant le même genre de système dispersif (réseau concave de 500 à 1.000 traits par mm.), mais comme source de lumière, les étincelles d'une forte batterie de condensateurs chargés à très haute tension, éclatant entre les électrodes placées dans un bon vide, à très petite distance l'une de l'autre, a réussi à obtenir des spectres s'étendant jusqu'à 160 Å. (2). C'est la radiation ultraviolette de la plus courte longueur d'onde actuellement connue.

D'autre part, les déterminations des fréquences caractéristiques K et L des rayons X émis par les éléments légers, entreprises par Siegbahn, Malmer, Friman, Stenstrøm, au moyen d'un spectrographe à cristal placé dans le vide, s'arrêtent du côté des grandes longueurs d'onde, à la raie K α ' du

(1) Les longueurs d'onde citées dans ce Mémoire sont exprimées en unités Angström : Å = 10⁻⁸ cm.

(2) MILLIKAN. *The Astrophysical Journal*, vol. LII, n° 1, july 1920 ; *Physical Review N. S.*, vol. XII, n° 2, août 1918.

sodium, $\lambda = 11,95 \text{ \AA}$. et à la raie $L\alpha$ du zinc $\lambda = 12,34 \text{ \AA}$. Il existe donc un domaine mal connu, compris entre 12 et 200 $\text{\AA}$., comprenant des radiations extrêmement absorbables.

Pour l'ultraviolet, la limite du spectre du côté des courtes longueurs d'onde, est déterminée par le réseau fait mécaniquement dont la perfection devient insuffisante, ainsi que le pouvoir réflecteur. Pour les rayons X de longueur d'onde supérieure à 12 $\text{\AA}$., les réseaux cristallins ont, par contre, une maille trop fine et aussi un pouvoir réflecteur trop faible, vu le petit nombre de plans réticulaires utilisés par suite de la très faible pénétration des rayons ⁽¹⁾.

Appréciation des longueurs d'onde. — On voit qu'il est très difficile de diffracter, faute de système périodique convenable, les rayons du domaine considéré; on peut cependant les produire, les rendre sensiblement monochromatiques et apprécier leur longueur d'onde en utilisant les remarques suivantes: on sait qu'un corps solide frappé par des électrons lancés avec la vitesse v émet, en plus de certaines radiations caractéristiques de ce corps, une sorte de lumière « blanche » décomposable en spectre continu, la répartition de l'énergie entre les différentes longueurs d'onde de ce spectre suivant une loi très analogue à celle trouvée pour le rayonnement du corps noir ⁽²⁾, avec cette différence cependant que ce spectre se termine brusquement, du côté des courtes longueurs d'onde. La longueur d'onde minimum λ_0 est donnée par la relation d'Einstein :

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 = eV \quad \nu = \frac{c}{\lambda_0}$$

h étant la constante de Planck (élément d'action), m la masse de la particule, v sa vitesse, e sa charge, V la différence de potentiel qui a servi à la lancer et c la vitesse de la lumière.

⁽¹⁾ Le cristal ayant la plus grande distance connu entre ces plans réticulaires (p) est le sel de sodium du diéthylthioglycolate d'argent: $d = 19,0 \text{ \AA}$.

⁽²⁾ DAUVILLIER. *Thèse de doctorat*, Paris, 1920.

Cette relation a été bien vérifiée expérimentalement, dans le domaine des rayons X, en particulier, par Blake et Duane ⁽¹⁾, en mesurant la fréquence maximum du spectre continu émis par l'anticathode d'un tube Coolidge fonctionnant sous une tension constante connue.

La répartition de l'énergie entre les différentes longueurs d'onde du spectre continu est telle que celle-ci est maximum pour une longueur d'onde voisine de λ_0 .

Si l'on filtre fortement les rayons hétérogènes fournis par l'anode, c'est-à-dire si l'on absorbe 90 o/o de leur énergie dans une substance ne présentant pas d'anomalie d'absorption dans le domaine considéré, les rayons ainsi isolés ou rayons « restants » seront sensiblement homogènes et auront une longueur d'onde voisine de λ_0 .

On a pu comparer, dans le domaine des rayons X ordinaires, les mesures d'absorption faites par la méthode des rayons restants avec celles faites par la méthode beaucoup plus précise d'isolement, par dispersion sur un cristal, des faisceaux homogènes. Les résultats sont tout à fait du même ordre de grandeur ⁽²⁾.

Travaux antérieurs. — Plusieurs physiciens ont cherché à combler la lacune existant entre la lumière et les rayons X; voici les principales publications, par ordre chronologique :

Wehnet et W. Trenkle. *Ber. d. Phys. Med., Societæt Erlangen*, 1905, p. 312.

Widdington. *Phil. Proc. Camb. Soc.*, 1913, p. 144.

Dember. *Phil. Zeit.*, 1913, p. 1157.

(1) BLAKE et DUANE. *Phys. Rev.*, t. X, p. 624, 1917.

(2) L'auteur a fait tout récemment une vérification de la légitimité de l'emploi de la méthode des rayons restants en déterminant le potentiel critique relatif à la discontinuité K de l'aluminium (Voir *C. R.*, 23 octobre 1921). Cette discontinuité, très franche, a été trouvée se produisant pour 1555 ± 10 volts; alors que ce même potentiel critique, calculé d'après la longueur d'onde trouvée par Hugo Fricke pour la discontinuité K, est 1554,7 volts, en prenant pour h et e les valeurs les plus récentes.

J.-J. Thomson. *Phil. Mag.*, 1914, p. 620.

E. Laird. *Ann. der Phys.*, 1915, p. 605.

Richardson et Bazzoni, *Phil. Mag.*, 1917, p. 285.

Dadourian. *Phys. Rev.*, 1919, p. 234.

E. Laird. *Phys. Rev.*, avril 1920.

J'avais moi-même entrepris, comme collaborateur de M. Debierne, des recherches sur cette question, qui ont été commencées quelques mois avant la guerre, et non publiées par suite des événements (mai-juillet 1914).

L'ensemble de ces travaux se divise en deux catégories. Dans la première catégorie, les rayons sont produits par chocs des électrons provenant, soit d'une cathode incandescente, soit d'une cathode éclairée par la lumière ultraviolette, sur une anode métallique ; et sont étudiés, dans un bon vide, par l'effet photo-électrique qu'ils produisent ou par le noircissement d'une plaque photographique. Les rayons ne traversent aucun écran, mais passent dans une région soumise à un champ électrique ou magnétique, pour éliminer le rayonnement corpusculaire parasite.

Dans cette classe se rangent : les travaux de Dember, de J.-J. Thomson, de Richardson et Bazzoni et de Dadourian. Dember employait, comme source d'électrons, une cathode de métal alcalin éclairée par la lumière ultraviolette (courant : 10^{-7} à 10^{-6} amp), les électrons étaient accélérés entre la cathode et une anode de platine inclinée à 45° . Le rayonnement résultant était utilisé dans une direction perpendiculaire à celle des rayons cathodiques. Il traversait une grille réunie au sol, puis produisait un effet photoélectrique, sur une plaque de platine placée à l'intérieur d'un cylindre de Faraday et réunie à un électromètre. Entre la grille et le cylindre de Faraday existait un champ électrique faible (quelques volts ; cm.) que l'auteur jugeait suffisant pour arrêter les électrons réfléchis par l'anode et les ions négatifs qui auraient pu prendre naissance dans le gaz restant, bien-qu'un bon vide fût fait dans l'appareil par l'emploi de charbon

refroidi dans l'air liquide. Dember a pu déceler un effet photo-électrique pour une différence de potentiel de 18 v. 7 entre l'anode et la cathode, c'est-à-dire en tenant compte des corrections (vitesse des électrons à leur sortie de la cathode, différence de potentiel de contact) pour une chute de tension efficace de 16 v. 9 (λ_0 du spectre continu : 745 Å.).

Dans le travail de J.-J. Thomson, les rayons étaient produits par choc des électrons issus d'une cathode de Wehnelt, sur une anticathode de cuivre. Les rayons, utilisés dans une direction faisant un angle de 45° par rapport au faisceau cathodique, traversaient un champ magnétique qui devait séparer le rayonnement corpusculaire et ensuite tombait sur une plaque photographique genre Schumann. Cette plaque pouvait être en partie recouverte de feuilles minces de paraffine (4.10^{-4} cm.), collodion, mica, etc... Les résultats furent les suivants : J.-J. Thomson obtint des impressions photographiques à partir d'une différence de potentiel de 10 volts entre les électrodes. Au travers des feuilles minces de collodion et de paraffine on n'obtint aucun noircissement pour 40 volts, mais un effet appréciable pour 80 volts et considérable pour 800 volts.

Les expériences de Richardson et Bazzoni avaient un but légèrement différent : celui de déterminer quelles sont les radiations de plus courtes longueurs d'onde, résultant du choc d'électrons se déplaçant à grande vitesse, sur des atomes d'hydrogène, d'hélium ou de vapeur de mercure. Dans une partie de l'appareil les atomes du gaz en expérience étaient frappés par des électrons, issus d'une cathode de tungstène incandescent et accélérés dans un champ électrique. La fréquence de la radiation électromagnétique produite était appréciée par la mesure de la vitesse des photo-électrons libérés d'une plaque métallique sur laquelle tombait la radiation. Cette mesure était faite en déterminant quel est le champ magnétique nécessaire pour donner au faisceau d'électrons un rayon de courbure suffisant pour le faire entrer

dans un cylindre de Faraday, relié à un électromètre.

Entre l'appareil où se produisait la radiation et le dispositif propre à la mesure des fréquences, se trouvait un condensateur dans lequel existait un champ électrique intense destiné à capter les ions parasites. Les résultats furent les suivants : Les plus courtes longueurs d'onde des spectres des radiations émises par l'hélium, l'hydrogène et la vapeur de mercure excités par un fort courant d'électrons lancés par 800 volts sont les suivants : pour l'hélium 470 ou 420 Å., pour l'hydrogène 830 à 950 Å., pour le mercure 1.000 à 1.200 Å. Ces fréquences limites se sont montrées indépendantes du potentiel d'excitation.

Dans les expériences de Dadourian, les rayons étaient produits d'une façon analogue à la précédente (cathode de Wehnelt, anode de platine) ; les rayons passaient ensuite entre deux plateaux entre lesquels on établissait un champ électrique jugé suffisant pour éliminer tous les ions, puis entraient dans un cylindre de Faraday à triple enveloppe (dont deux en toile métallique) et ensuite rencontraient une plaque de laiton sur laquelle ils produisaient l'effet photo-électrique. L'auteur observa un effet photo électrique débutant pour une différence de potentiel de 20 volts entre l'anode et la cathode. Une différence de potentiel de 15 volts suffisait pour arrêter sensiblement tous les photo-électrons, même lorsque ceux-ci étaient extraits par un rayonnement produit sous 390 volts, l'absorption d'une feuille de celluloïd de 10^{-5} cm. d'épaisseur semblait constante pour des rayons produits par des tensions variant de 300 à 800 volts ; l'auteur a aperçu, dans la courbe représentant la variation de l'effet photo-électrique, en fonction de la tension entre les électrodes, des irrégularités qu'il attribue aux radiations L du cuivre et du zinc et N du platine.

La deuxième méthode consiste à séparer l'appareil producteur de l'appareil détecteur, par une feuille mince parfaitement étanche aux gaz et aux rayons corpusculaires. Dans

cette catégorie se rangent, par ordre chronologique, les travaux de Wehnelt et W. Trenkle, de Widdington, ceux que j'ai fait, avant la guerre, en collaboration avec M. Debierne, et ceux de M^{lle} E. Laird (1915 et 1920).

Wehnelt et Trenkle ont pu déceler photographiquement, au travers d'une fenêtre d'aluminium (épaisseur de 4 à 40.10^{-4} cm.) un rayonnement obtenu en arrêtant, sur une cathode de tantale, les électrons émis par une cathode de Wehnelt et lancés par 1.600, 1.000 et 400 volts. Widdington obtint, pour 90 volts, un rayonnement sensible au travers d'une fenêtre de verre mince et dont il attribue l'origine aux chocs des électrons sur les atomes de gaz restant (lumière ultraviolette).

Dans le travail que j'ai fait en commun avec M. Debierne, les rayons étaient produits par choc des électrons issus d'une cathode de Wehnelt sur une anticathode de nickel. Les rayons sortaient, soit dans l'air à la pression atmosphérique en traversant une feuille d'aluminium de $7,4.10^{-4}$ cm. d'épaisseur, soit dans l'air à la pression de 2 cm. de mercure, en franchissant une feuille de collodion qui pesait $0,24.10^{-3}$ gr. par centimètre carré. Le vide était fait dans tout l'appareil au moyen d'une pompe moléculaire Gaede. Nous avons pu obtenir, au travers de l'aluminium, une impression photographique pour 1.140 volts entre l'anode et la cathode et au travers du collodion un effet ionisant pour 440 volts. Ces derniers rayons étaient complètement absorbés par 0,4 cm. d'air à la pression atmosphérique.

Un appareil à peu près semblable a été employé, tout à fait indépendamment, d'ailleurs, par M^{lle} Laird. Il était plus perfectionné que le nôtre car on pouvait superposer des lames minces de différentes substances à la feuille étanche séparant le tube producteur de rayons de la chambre d'ionisation (poids 0,1 à 0,15 mg. cm²).

Le vide était fait dans l'appareil au moyen d'une pompe de Gaede à mercure. Dans une autre série d'expériences,

publiées plusieurs années après, M^{lle} Laird utilisa le même montage, mais soigna beaucoup l'élimination des gaz occlus dans l'anode en chauffant celle-ci au rouge et en lavant tout l'appareil à l'hydrogène. Les conclusions générales de ce dernier travail furent les suivantes :

1^o M^{lle} Laird conclut à l'impossibilité d'obtenir des rayons X mous, par le choc, sur une anode métallique, d'électrons lancés par moins de 190 volts et pense que tous les effets observés par les différents auteurs pour des tensions plus faibles doivent être attribués aux gaz contenus dans le tube producteur de rayons. (J'ai cependant obtenu, à l'extérieur du tube, pour des potentiels beaucoup plus faibles, des radiations provenant très certainement de l'anticathode. Ce fait tient, je crois, à ce que j'avais une production beaucoup plus intense de rayons et que j'absorbais moins ceux-ci dans le diaphragme étanche, qui était cinq fois plus mince que celui employé par M^{lle} Laird).

2^o M^{lle} Laird mesura la transparence de différents corps, du celluloïd en particulier, pour des rayons produits par 360, 590, 960 et 1.300 volts. (On remarque sur les nombres donnés par l'auteur que la transparence d'un corps donné ne change pas sensiblement lorsque les rayons sont produits par des tensions variant entre 300 et 1.300 volts. J'ai retrouvé le même fait, et j'en donne une explication vraisemblable plus loin).

3^o M^{lle} Laird a mesuré le rayonnement donné par différentes anodes, bombardées dans les mêmes conditions, et a trouvé qu'il avait sensiblement la même valeur pour le platine, l'aluminium et le quartz. Le carbone donna une radiation plus forte, entre 350 et 550 volts, que celle des autres anodes et cette augmentation fut attribuée alors aux raies K de cet élément (1).

(1) Tension nécessaire pour déclancher le groupe K du carbone : 275 v. environ.

Comparaison entre les deux méthodes. — La première méthode, séduisante d'ailleurs, car elle ne nécessite aucun écran entre l'appareil producteur et l'appareil détecteur de rayons, donne malheureusement des résultats très difficiles à interpréter. La principale difficulté réside dans la perfection exigée pour le filtre ou piège, électrostatique ou électromagnétique, qui doit séparer les rayons vibratoires et corpusculaires. En effet, le courant dans l'appareil producteur est de l'ordre de grandeur de 10^{-3} ampère et quelques centimètres plus loin, de l'autre côté du filtre, on mesure, dans l'appareil détecteur, des apports de charge correspondant à 10^{-13} et souvent 10^{-15} ampère. Il suffit donc qu'une fraction 10^{-10} des charges produites échappe au piège pour fausser complètement les mesures.

J'ai expérimenté cette méthode avec plusieurs appareils différents et acquis la conviction que les résultats ainsi trouvés devaient être envisagés avec beaucoup de réserve.

Dans la deuxième méthode, la feuille mince et étanche constitue un filtre parfait ne laissant passer qu'une fraction de la radiation électromagnétique : les rayons cathodiques, et à plus forte raison les rayons positifs, ayant une vitesse beaucoup trop faible pour traverser le diaphragme ⁽¹⁾. Malheureusement les feuilles les plus minces que l'on peut réaliser absorbent encore une forte proportion des rayons (97 o/o au maximum d'absorption). Par contre, la possibilité d'étudier les rayons par l'ionisation qu'ils produisent dans les gaz permet de regagner de la sensibilité, ce phénomène libérant beaucoup plus de charges que l'effet photoélectrique ⁽²⁾.

(1) Voir chapitre II.

(2) Je me suis abstenu de faire la critique détaillée des expériences dont on vient de lire l'exposé : elle est très difficile à faire, de nombreux résultats étant contradictoires. On pouvait simplement conclure qu'une grande confusion régnait dans ce domaine. La question méritait d'être éclaircie, c'est ce que j'ai essayé de faire.

CHAPITRE II

Idées directrices. — J'ai repris, au commencement de l'année 1920, le travail interrompu par la guerre.

Les idées directrices furent les suivantes :

a) Il est nécessaire, pour étudier facilement des rayons extrêmement absorbables, de les produire d'une façon intensive, c'est-à-dire de bombarder l'anode par un grand nombre d'électrons. Or, on sait que ceci est impossible, pour les faibles différences de potentiel, lorsque la distance entre l'anode et la cathode est grande, car le nuage d'électrons sortant d'un filament incandescent annule le champ au voisinage de celui-ci. Pour retarder la production de ce phénomène, qui limite le nombre maximum d'électrons pouvant être extraits de la cathode, quelle que soit sa température, la distance entre les électrodes a été très réduite, et, en pratique, n'a jamais dépassé 0,1 cm.

b) Il faut bien utiliser les rayons, c'est-à-dire en absorber le moins possible dans la feuille mince et étanche qui est nécessaire pour séparer l'appareil producteur de rayons, parfaitement vide d'air, de la chambre d'ionisation contenant un gaz. Dans ce but, j'ai perfectionné une technique, indiquée pour la première fois, je crois, par M. Lumière, qui permet d'obtenir des feuilles très minces de celluloïd.

c) Il m'a semblé nécessaire, pour pouvoir parler avec sécurité d'un rayonnement produit sous une différence de potentiel donnée, de ne pas se contenter de la seule mise en évidence de la production de rayons, mais de déterminer aussi un coefficient caractéristique de ceux-ci : leur absorption dans un gaz ou un solide, par exemple.

d) Il faut augmenter autant que possible la sensibilité du dispositif électrométrique mesurant le courant d'ionisation. J'ai employé un électroscope, d'un modèle spécial, dont on trouvera la description plus loin.

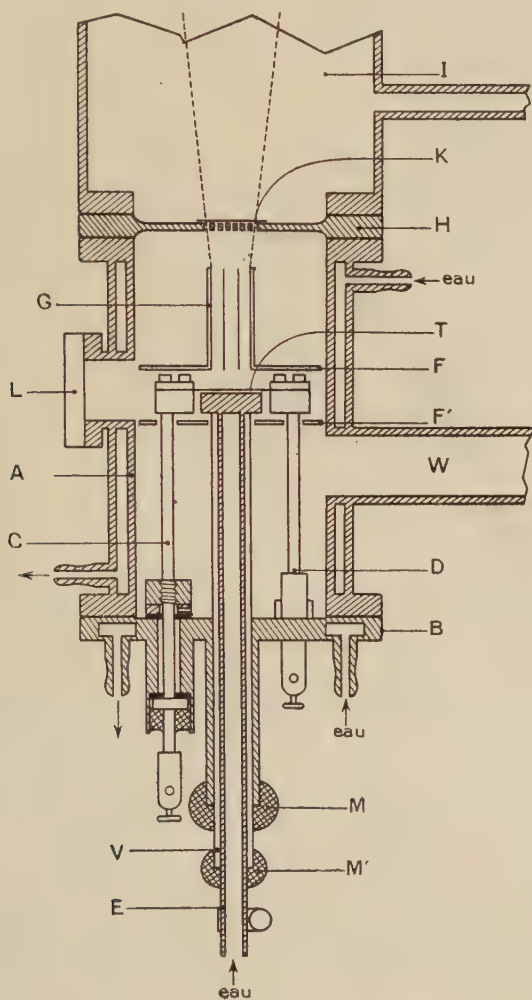


Fig. 1.

Appareil producteur de rayons. — L'appareil producteur de rayons est représenté sur la fig. 1. Il se compose d'une enceinte étanche A, en laiton étamé, refroidie par un courant d'eau circulant dans une double enveloppe. Cette enceinte portait à ses deux extrémités deux rodages circulaires plans, et, latéralement, une fenêtre rodée, fermée par une glace L et un gros tube W mettant l'appareil en communication avec la pompe moléculaire.

Sur le rodage inférieur venait s'appliquer le disque B, également refroidi par une circulation d'eau; ce disque portait, perpendiculairement à son plan, 2 tiges d'acier C et D, terminées par des pinces de même métal entre lesquelles on viendra tendre, par une légère flexion des tiges, le ou les fila-

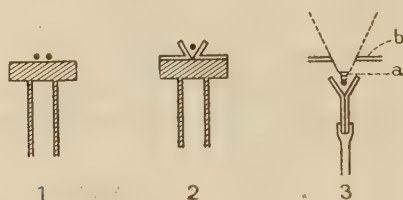


Fig. 2.

ments de tungstène T. La tige D est en communication avec la masse de l'appareil, la tige C passe au travers du disque B dans un joint isolé étanche. Au centre du disque B était soudé un tube en laiton destiné à laisser passer l'anode E isolée par un tube de verre V. Celle-ci était refroidie par une circulation d'eau intérieure. L'étanchéité était assurée par des mastics M et M'. Les filaments de tungstène, tendus entre les deux supports élastiques, restant rectilignes à chaud, l'anode peut s'en approcher à moins d'un millimètre, sans risquer le contact. Des écrans métalliques limitaient, le plus possible, le volume du gaz soumis au champ électrique. Dans certains cas, un canaliseur multitubulaire G supprimait les rayons obliques.

Différentes dispositions ont été employées pour le système anode-cathode. Elles sont représentées sur la figure 2.

1) Devant une anode plane, en laiton, étaient tendus un ou plusieurs filaments de tungstène de 0,02 à 0,03 cm. de diamètre; les rayons utilisés étaient sensiblement normaux à l'anode.

2) Une anode de cuivre, en forme de V, entourait le filament incandescent. Ce deuxième dispositif présentait l'avantage de diminuer beaucoup le volume dans lequel existe un champ électrique intense, rendant ainsi très improbable la production de lumière ultraviolette, par choc d'un électron à grande vitesse, sur une molécule du gaz restant.

3) Il était nécessaire de s'assurer que les rayons obtenus pour de très faibles différences de potentiel, 25 volts par exemple, ne provenaient pas de la lumière ultraviolette accompagnant l'ionisation des gaz occlus dans l'anode certains auteurs ayant publié que tous les effets obtenus avec moins de 200 volts étaient dus à ce phénomène parasite. Il semblait aussi utile d'empêcher la lumière provenant de la cathode incandescente d'entrer dans l'électroscope, cette lumière pouvant produire un effet photo-électrique gênant. Le dispositif adopté, représenté sous le numéro 3, se compose d'une anode de molybdène mince, en forme de V, pouvant être portée au rouge par bombardement, et ainsi purgée de gaz occlus; la lumière du filament était masquée par deux écrans *a* et *b*. Cette disposition a, en outre, l'avantage de protéger la membrane mince de la pulvérisation cathodique inévitable au début du fonctionnement de l'appareil; pulvérisation qui, bien qu'à peine visible, peut augmenter beaucoup l'opacité de la feuille mince.

Le vide était fait dans l'appareil producteur de rayons au moyen d'une pompe moléculaire Gaede, qui tournait constamment pendant les expériences. La canalisation réunissant l'appareil à la pompe, était grosse et courte. Un gros robinet permettait d'isoler la pompe; un tube à décharge, gros et

long, placé en dérivation sur la canalisation et alimenté par une bobine d'induction donnant 15 cm. d'étincelle, servait d'indicateur de vide. Il ne montrait aucune illumination sous cette différence de potentiel, la pression étant très probablement inférieure à 10^{-5} cm. de mercure.

Contrairement à une opinion généralement répandue, j'ai constaté que l'on peut atteindre et maintenir un bon vide dans des appareils métalliques compliqués. En effet dans l'appareil constitué par : le tube producteur de rayons, le diaphragme, une des chambres d'ionisation (électroscope) que l'on trouvera décrite plus loin ; ensemble comprenant trois grands rodages plans, 2 petits, 5 masticages, dont un sur ébonite, et 4 robinets, le vide y ayant été fait pendant plusieurs jours avec la pompe moléculaire, la pression ne montait dans tout cet appareil, que de 10^{-5} cm. de mercure par heure, après séparation de la pompe. Cette pression était due aux gaz, non condensables, dégagés en plus de la vapeur de mercure introduite par la jauge. Ce résultat a été obtenu par l'emploi exclusif du laiton soigneusement étamé et lavé. L'étain liquide, bouchant les pores et les cavernes du métal laminé ou étiré, diminue considérablement le dégagement de gaz. La graisse employée pour les rodages (mélange de vaseline, paraffine, caoutchouc) avait été débarrassée des matières volatiles, par une chauffe prolongée dans le vide (1).

Diaphragme mince. — Le tube à vide était séparé de la chambre d'ionisation par un diaphragme métallique H, portant, à la périphérie, deux rodages circulaires plans, et au centre une partie moins épaisse, perforée en forme de grille (par exemple, une des grilles utilisées comportait des trous de 0,08 cm. de diamètre, percés à l'intérieur d'un rectangle de 0,5 cm. sur 1,3 cm., à la distance de 0,1 cm. d'axe en axe).

(1) Le succès des expériences est aussi dû en grande partie à l'habileté de M. Ragot, mécanicien du Laboratoire, qui a réalisé avec beaucoup de soin les appareils nécessaires. Je lui adresse mes bien vifs remerciements.

Sur cette grille était mastiquée la feuille mince de celluloid, au moyen d'un corps facilement fusible, de paraffine, par exemple.

Voici le mode de préparation des feuilles minces de celluloid, constamment employées dans ces recherches : on fait une solution de celluloid, dans un mélange, à parties égales, d'alcool et d'éther absolus, titrant 2.10^{-3} gr. de celluloid par cm^3 . On filtre soigneusement cette solution et on la conserve à l'abri des poussières. Les membranes les plus minces furent obtenues en faisant évaporer lentement $0,07 \text{ cm}^3$ de cette solution à l'intérieur d'un anneau plat, en fer, flottant sur du mercure parfaitement propre. Le diamètre intérieur de cet anneau était de 3 cm., et comme la partie centrale de la membrane ainsi obtenue était légèrement plus mince que les bords, le poids de cette région était inférieur à 2.10^{-5} gr. par cm^2 . Un tel film présente les couleurs suivantes : sur les bords la lame est relativement épaisse et montre, par des anneaux colorés très rapprochés que son épaisseur varie rapidement dès que l'on s'éloigne du support. A 0,1 cm. du support la feuille présente la coloration jaune paille; puis 0,3 cm. plus loin, la teinte blanche du premier ordre et ceci jusqu'au centre. On a donc réalisé une lame à faces sensiblement parallèles et dont l'épaisseur, calculée d'après les mesures de M. Perrin sur les bulles de savon, est de 0,7 à $0,8.10^{-5}$ cm. (Ce film pèse moins de $1,1.10^{-5}$ gr. par cm^2 , soit 15 à 20 fois moins qu'une feuille d'or battu). Quelquefois même la feuille présente au centre une tache grise encore plus mince. Cette méthode permet de confectionner un nombre quelconque de membranes parfaitement semblables. Ces feuilles sont absolument étanches aux gaz (sauf à la vapeur d'eau) et une fois collées sur une grille de soutien, elles supportent une différence de pression de 5 cm. de mercure, le diamètre des trous de la grille étant de 0,08 cm. Ces feuilles sont aussi imperméables aux rayons cathodiques utilisés : en effet, elles pèsent, à égalité de surface, autant que 8.10^{-3} cm,

d'air à la pression atmosphérique, or, d'après la formule empirique de Whiddington, donnant le parcours d des rayons cathodiques de vitesse v dans l'air à la pression atmosphérique :

$$d = \frac{v^4}{2 \cdot 10^{40}}$$

des électrons lancés par 1.500 v. ne peuvent traverser que $1,8 \cdot 10^{-3}$ cm. d'air, soit $2 \cdot 10^{-6}$ cm. de celluloid, c'est-à-dire quatre fois moins que les feuilles les plus minces.

Méthode de mesure des coefficients d'absorption des gaz. — Considérons un faisceau parallèle de rayons R (figure 3), pénétrant dans une chambre d'ionisation, dont les parois sont portées au potentiel U, l'électrode isolée E étant réunie à l'électromètre, et contenant un gaz à une pression p , p étant exprimé en fraction de la pression atmosphérique. Soit A_0 l'intensité initiale du rayonnement entrant dans la chambre, l'intensité A_x de ce rayonnement à une distance x de l'origine est :

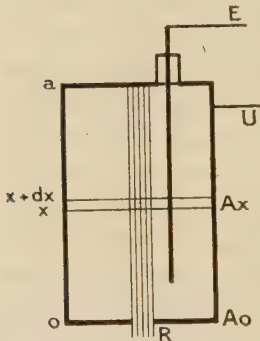


Fig. 3.

$$A_x = A_0 e^{-\mu x p}$$

μ étant le coefficient d'absorption ⁽¹⁾ du gaz, à la pression normale, pour les rayons considérés supposés homogènes. Le courant d'ionisation produit dans une tranche comprise, entre deux sections droites du faisceau, à des distances de l'origine x et $x + dx$, est :

$$dI = k A_x \mu p dx = k \mu p A_0 e^{-\mu x p} dx$$

k étant un coefficient constant.

⁽¹⁾ Coefficient se rapprochant du coefficient total d'absorption : somme des coefficients d'absorption par fluorescence et par dispersion.

Le courant d'ionisation produit dans un condensateur, de profondeur a , est :

$$I = \int_0^a k\mu p \Lambda_0 e^{-\mu x p} dx = k\Lambda_0(1 - e^{-\mu a p})$$

or, le courant d'ionisation limite I_∞ , correspondant à l'absorption totale du rayonnement a pour valeur $k\Lambda_0$, d'où :

$$I = I_\infty (1 - e^{-\mu a p}).$$

On voit donc que pour déterminer μ on peut, soit faire varier a , soit faire varier p ; d'où les deux méthodes indiquées plus loin.

On peut, pour la plupart des gaz, mesurer facilement I_∞ ; la pression correspondant à l'absorption totale du rayonnement (à une approximation suffisante près), dans les condensateurs habituellement employés, étant compatible avec la solidité de la feuille mince : par exemple, pour l'azote, cette pression est de 3 cm. de mercure avec un condensateur de 20 cm. de profondeur, pour les rayons les plus pénétrants étudiés. Mais pour les gaz légers, en particulier pour l'hydrogène, il est impossible d'opérer ainsi : la pression nécessaire pour obtenir I_∞ , dépassant 10 cm. de mercure. On peut alors, en filtrant suffisamment les rayons au travers d'une feuille de celluloid assez épaisse pour qu'on puisse considérer les rayons restants comme homogènes, mesurer les courants d'ionisation I_1 et I_2 , correspondant à une épaisseur a de gaz traversé et à une épaisseur double $2a$ (ou à une pression double $2p$) :

$$I_1 = I_\infty (1 - e^{-\mu a p})$$

$$I_2 = I_\infty (1 - e^{-2\mu a p})$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1 - e^{-\mu a p}}{1 - e^{-2\mu a p}} = \frac{1}{1 + e^{-\mu a p}}$$

d'où l'on tire facilement μ .

Montage électrique. — Le montage électrique était le suivant :

Le courant de chauffage du filament, produit par des accumulateurs, mesuré par un ampèremètre A (figure 4), était réglé au moyen de deux rhéostats, montés en parallèle, l'un d'eux étant beaucoup plus résistant que l'autre, pour permet-

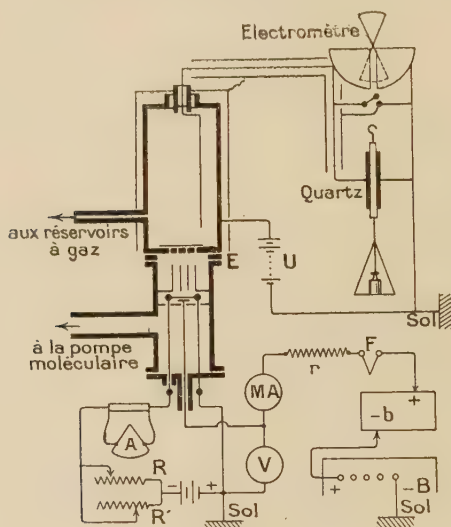


Fig. 4.

tre une variation très progressive de la température de la cathode, nécessaire pour maintenir le courant thermo-ionique à une valeur déterminée. La tension entre l'anode et la cathode était mesurée par un voltmètre V, le courant thermo-ionique par un milliampèremètre MA. La source de haute tension était une batterie B de petits accumulateurs; une batterie *b*, à plots, servait à interpoler entre les fractions de B. Un fil fusible et une résistance de 1.000 ohms évitaient les accidents.

La différence de potentiel aux extrémités du filament n'était que de 2 volts environ, elle a pu être négligée dans toute

la partie des expériences où V était assez grand. Pour une autre partie du travail, où V était faible (10 à 20 volts) on a tenu compte de cette chute de potentiel, le point commun, origine des potentiels, étant l'extrémité positive du circuit de chauffage. Un anneau d'ébonite E isolait la chambre d'ionisation, qui était au potentiel U , du tube à rayons dont l'enveloppe extérieure était réunie au sol. Les courants d'ionisation étaient mesurés, dans les expériences préliminaires, à l'électromètre par la méthode de la déviation constante, puis, dans les expériences définitives, par la méthode bien préférable du quartz piézoélectrique.

Production des gaz et mesure de la pression dans la chambre d'ionisation. — Les différents gaz étudiés furent : l'azote atmosphérique, séparé de l'air par le cuivre chauffé au rouge, l'hydrogène et l'oxygène produits par électrolyse de l'eau (solution étendue de soude, électrodes de nickel). Tous les gaz étudiés étaient desséchés sur de l'anhydride phosphorique, et conservés dans des ballons de verre. Les mouvements gazeux dans les chambres d'ionisation étaient déterminés par une pompe Gaede à mercure.

Les pressions étaient mesurées : de 0 à 0,2 cm. de mercure, au moyen d'une jauge Mac-Leod ; de 0,2 à 10 cm., au moyen d'un bon manomètre visé avec un cathétomètre ; de 10 à 76 cm. de mercure, au moyen d'un baromètre.

Mesure, à volume constant, des coefficients d'absorption des gaz. — Deux types de chambre d'ionisation furent utilisés :

Le premier modèle est représenté sur la figure 4, indiquant le montage général. C'était un condensateur cylindrique en laiton étamé, dont les parois étaient portées au potentiel U . L'électrode isolée en forme de tige était rejetée sur le côté, la profondeur a était fixe et égale à 16,1 cm. Le faisceau de rayons était axial, de petite section, et suffisamment peu divergent pour atteindre le fond du cylindre sans toucher les parois. On a vérifié que les rayons mous ne produi-

saient pas de rayons secondaires ⁽¹⁾ ou d'effet photoélectrique sur le métal du condensateur, assez importants pour troubler la mesure des courants d'ionisation.

Les parois de cette chambre d'ionisation étaient portées à un potentiel U suffisant pour recueillir tous les ions formés sur l'électrode centrale réunie à l'électromètre mais non assez grand pour produire l'ionisation par choc des ions dans le gaz à basse pression. Certaines difficultés, non encore éclaircies, mais qui feront l'objet d'un travail ultérieur, se sont montrées dans l'interprétation des courbes de saturation obtenues dans ces conditions (variation de I , courant d'ionisation, en fonction de la grandeur et du signe de U). Malgré ces difficultés, on a pu recueillir sensiblement tous les ions positifs, I restant constant, quelle que soit la pression, lorsque U variait de 30 à 80 volts. On a obtenu ainsi des valeurs de coefficients d'absorption concordant bien avec celles obtenues avec un deuxième appareil dans des conditions très différentes.

La figure 5 représente le réseau de courbes obtenues avec l'azote. En abscisses, sont portées les différences de potentiel V entre l'anode et la cathode; en ordonnées, les courants d'ionisation I en unités arbitraires. Chaque courbe est relative à une pression qui est indiquée en centimètre de mercure. Le courant thermoionique était constant et égal à 10^{-2} ampère. La dernière courbe (pression 1,6 cm.), correspond à l'absorption totale, elle donne donc I_{∞} . Chacune des autres courbes permet de déterminer pour chaque valeur de V , une valeur de μ . On constate que μ décroît et tend vers une valeur limite $\mu_{\min}$, lorsque la masse de gaz traversée augmente. C'est à $\mu_{\min}$, qu'on fait correspondre la longueur d'onde minimum du spectre continu donnée par l'anticathode bombardée par des électrons lancés par V volts.

⁽¹⁾ Accessoirement, dans un essai de réflexion des rayons mous (chap. VI).

Mesuré, à pression constante, des coefficients d'absorption des gaz. — L'appareil employé est représenté sur la figure 6. Il se compose d'une boîte cylindrique étanche en laiton étamé, portée au potentiel U, et protégée par une

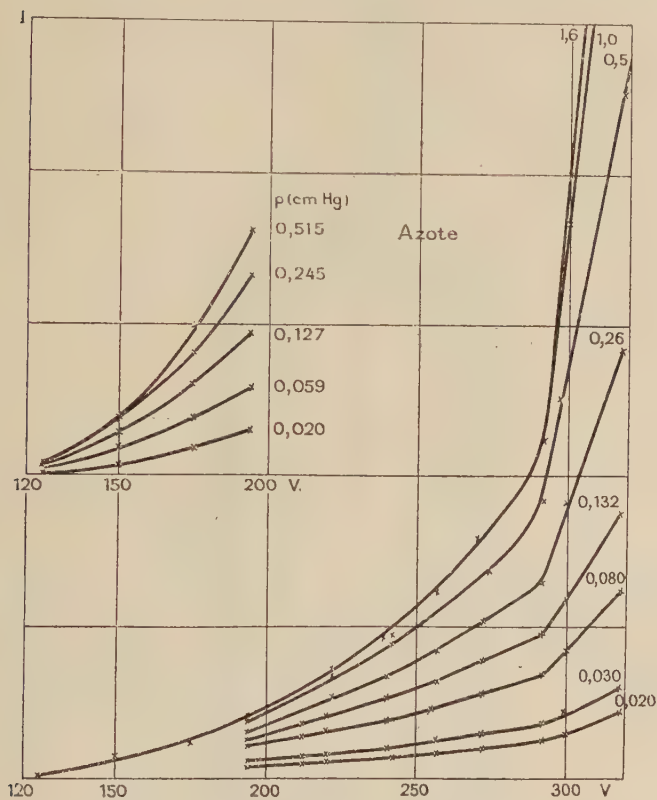


Fig. 5.

enveloppe métallique réunie au sol). Cette boîte porte à sa partie inférieure un rodage sur lequel vient s'appliquer le diaphragme portant la feuille mince de celluloïd, et à sa partie supérieure un joint à cuirs, recouvert de mercure, laissant passer la tige cylindrique en acier qui permet de

déplacer le plateau mobile B. Le trajet des rayons ionisants, dans le gaz étudié, a donc pour longueur HB ; on lit cette distance sur une règle graduée. Les ions formés sont recueil-

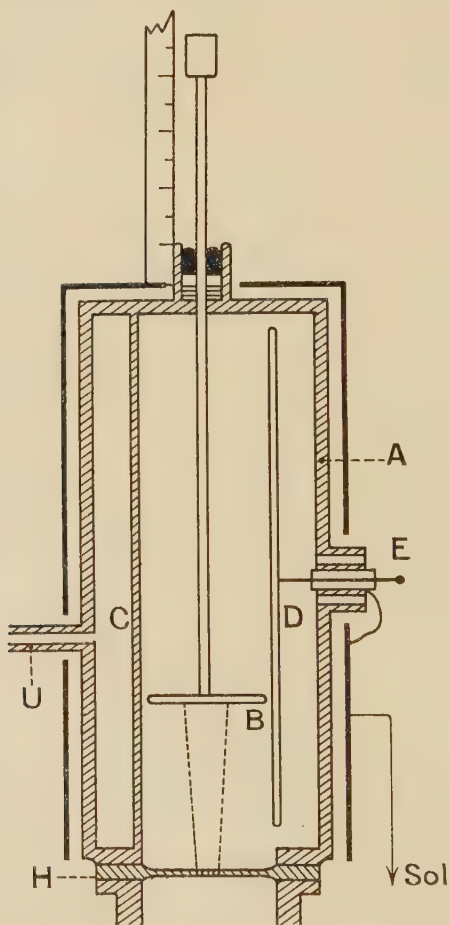


Fig. 6.

lis par le plateau C, réuni à la boîte et par conséquent porté au potentiel U, et par le plateau D, qui est réuni à l'électromètre, par l'intermédiaire d'un joint étanche à anneau de

garde. Sur la figure 7 sont représentées deux courbes relatives à l'absorption de l'oxygène. La courbe 1 a été obtenue en portant en abscisses les épaisseurs x de gaz traversé, mesurées en centimètre, et en ordonnées les courants d'ionisation

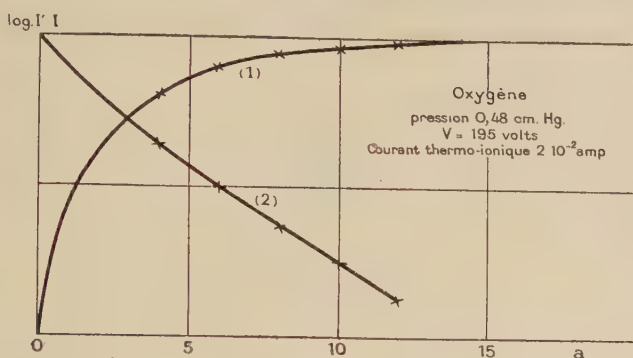


Fig. 7.

correspondants, I_{∞} étant égal à 100. On voit que cette courbe correspond bien à l'équation :

$$I = I_{\infty} (1 - e^{-\mu a p}).$$

La courbe 2 a été obtenue en portant en abscisses le logarithme du nombre représentant la fraction I' du rayonnement qui reste, après traversée d'une épaisseur a de gaz à la pression p , et en ordonnées l'épaisseur a de ce gaz, mesurée en centimètre :

$$I' = I_{\infty} - I = I_{\infty} e^{-\mu a p}$$

$$\log I' = \log I_{\infty} - \mu a p \log e = 2 - 0,434 \mu a p.$$

μ est donné par le coefficient angulaire de la tangente à la courbe considérée. On voit que μ décroît quand l'épaisseur de gaz traversé augmente, puis devient constant, et dans l'exemple considéré : $\mu_{\min.} = 43,5 \text{ cm.}^{-1}$, le gaz étant de l'oxygène dans les conditions normales et les rayons produits par 195 volts.

Comparaison entre les deux méthodes. Précision. — Cette dernière méthode a, sur la précédente, l'avantage de permettre l'élimination, par des mesures croisées, des variations de l'intensité de rayonnement du tube. Ces variations ont leur principale cause dans un déplacement du point d'impact des électrons, résultant d'une petite déformation du filament incandescent.

Les deux méthodes donnent des résultats concordants : par exemple, dans le cas précédemment envisagé (oxygène, rayons de 195 volts), le coefficient d'absorption déterminé par la méthode de la pression constante, a été trouvé égal à :

$$43,5 \text{ cm.}^{-1} \text{ pour } p = 0,48 \text{ cm.}$$

$$46,3 \text{ cm.}^{-1} \text{ pour } p = 1,39 \text{ cm.}$$

nombre dont la moyenne 44,9 coïncide avec la valeur trouvée pour ce même coefficient d'absorption par la méthode du volume constant : 45 cm.^{-1} . Il ne faudrait pas, de cette coïncidence, conclure une opinion exagérée sur la précision des mesures : celles-ci étant, en réalité, assez faible, les erreurs pouvant atteindre 5 o/o.

Dans une autre expérience, on a vérifié qu'on ne changeait pas le résultat dans la mesure d'un coefficient d'absorption en changeant le signe des ions recueillis.

Electroscope. — On peut augmenter beaucoup la sensibilité de la méthode de mesure des courants d'ionisation produits par les rayons mous, en employant un électroscope étanche contenant un gaz à une pression juste suffisante pour absorber tout le rayonnement (0,1 cm. de mercure, pour les rayons les plus mous, avec un électroscope de 15 cm. de profondeur). On diminue ainsi considérablement la fuite spontanée de l'appareil, fuite qui ne peut manquer d'être grande lorsque celui-ci a été construit et est utilisé dans un laboratoire de radioactivité, comme c'est le cas présent. En effet, les rayons α provenant de la radioactivité parasite

des parois de l'appareil, ont, dans le gaz à basse pression, un parcours beaucoup plus grand que les dimensions de l'électroscope, ils ne produisent donc qu'une petite fraction du courant d'ionisation correspondant à leur absorption totale; il en est de même, à plus forte raison, du rayonnement β et γ . Par contre, les rayons mous sont complètement absorbés.

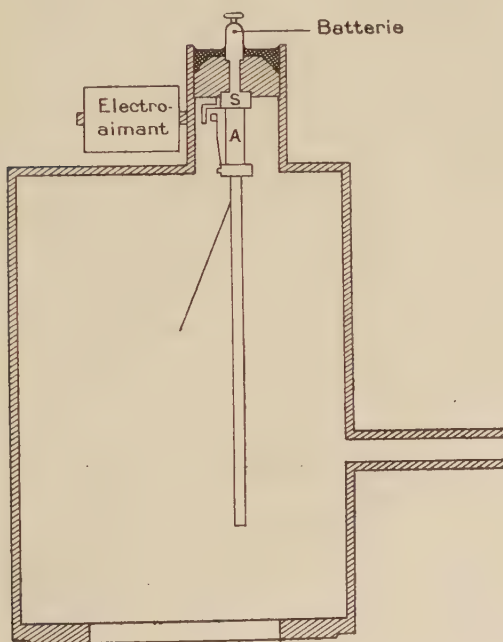


Fig. 8.

L'électroscope, qui sert en même temps de chambre d'ionisation, est représenté sur la figure 8. On remarquera ainsi que la chute de potentiel le long de l'isolant A en ambre avait été annulée en portant le support S sensiblement au même potentiel que la feuille. Un petit dispositif magnétique permettait de charger l'instrument. Le courant de fuite spontanée de cet électroscope était inférieur à 10^{-15} ampères.

Dispositif à volets employé pour déterminer l'absorption des solides. — Entre l'électroscope précédemment décrit dont la face inférieure était plane et rodée, et le tube producteur de rayons, on pouvait placer un diaphragme épais portant en plus de la feuille étanche, un dispositif à deux volets, mûs de l'extérieur par de petits rodages coniques et permettant de superposer à la feuille étanche, une, deux ou trois feuilles identiques.

CHAPITRE III

Avec ce chapitre commence l'exposé des résultats obtenus.

Apparition du rayonnement. — Dans les premiers essais entrepris dans le but de déterminer quelle est la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire un rayonnement capable de se manifester, par des effets ionisants, à l'extérieur du tube producteur, les rayons résultaient de l'arrêt des électrons émis par une cathode de tungstène, sur une anode de cuivre légèrement recouverte de tungstène, par la pulvérisation cathodique qu'il est impossible d'éviter pendant les premiers instants de fonctionnement du tube. Ces rayons, canalisés, traversaient une feuille de celluloid de $1 \cdot 10^{-5}$ cm. d'épaisseur et entraient dans une chambre d'ionisation où la pression était suffisante pour les absorber complètement, et le champ électrique assez grand pour multiplier par chocs, les ions produits (coefficient de multiplication : de 10 à 100). Le courant d'ionisation ainsi mesuré commençait à être appréciable pour une différence de potentiel de 70 volts entre l'anode et la cathode (¹). Ce rayonnement, qui devenait important pour 100 volts, s'est montré indépendant des soins apportés à la réalisation d'un vide élevé et à l'élimination des gaz occlus par les électrodes.

Dans cette expérience, le montage de l'anode était tel (voir figure 2, n° 2) qu'il ne permettait pas le chauffage de celle-ci à une température élevée, comme il aurait été désirable de le faire pour acquérir la certitude de l'élimination complète des gaz contenus dans le métal. Or, ceci était important, différents auteurs ayant publié qu'il est impossible de produire

(¹) *Comptes rendus*, t. CLXXI, 1920, p. 849.

des rayons au moyen d'électrons lancés contre une anode de métal, par une différence de potentiel inférieure à 200 volts et que les effets observés, pour des différences de potentiel plus faibles, sont dus à des rayons de longueur d'onde beaucoup plus grande (lumière ultraviolette), accompagnant l'ionisation des gaz occlus.

En effet, un électron lancé par une faible différence de potentiel (50 volts par exemple) produira un effet tout différent selon qu'il rencontrera une anode métallique ou un atome de gaz. Dans le premier cas il produira une faible radiation électromagnétique hétérogène, indépendante du corps frappé, mais fonction de la vitesse de l'électron ; le rendement de la transformation de l'énergie cinétique de l'électron en énergie rayonnante étant extrêmement faible ⁽¹⁾. Par contre dans le second cas l'électron ionisera l'atome de gaz et le retour de celui-ci à l'état normal s'accompagnera d'une radiation électromagnétique caractéristique du gaz frappé mais indépendante de la vitesse de l'électron ; cette radiation, capable d'ioniser, sera de la lumière ultraviolette de longueur d'onde minimum beaucoup plus grande que dans le premier cas, mais transportant une énergie beaucoup plus considérable.

Il est donc indispensable de s'assurer que les électrons n'ont que très peu de chances de rencontrer un atome du gaz restant pendant leur parcours entre l'anode et la cathode en diminuant autant que possible le nombre d'atomes pouvant se trouver le long de ce parcours.

Dans les expériences publiées dans ce Mémoire, on a éliminé tous les résultats obtenus lorsque la pression à l'intérieur du tube producteur de rayons pouvait dépasser quelques dix-millièmes de millimètre de mercure (il ne devait passer aucun courant dans un gros tube à électrodes, de 30 cm, de long, sous une différence de potentiel de

(1) De l'ordre de 10^{-7} pour des rayons de 120 volts.

70.000 volts, ce tube étant en communication avec l'appareil). Le libre parcours moyen d'un électron est, dans ces conditions, de plusieurs mètres, par conséquent très grand devant la distance entre les deux électrodes (0,1 cm.).

Dans une deuxième série d'expériences, j'ai employé, pour les électrodes, le montage indiqué sur la figure 2, n° 3. L'anode, en forme de V, était en molybdène et des écrans convenables masquaient la lumière du filament et protégeaient la feuille mince contre la pulvérisation cathodique.

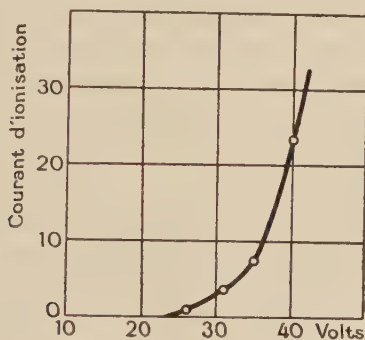


Fig. 9.

La sensibilité dans la mesure du courant d'ionisation avait été multipliée par 10 au moins, par rapport à la méthode précédente, en employant l'électroscope déjà décrit, qui permet d'apprécier 10^{-15} ampère. La feuille mince avait l'épaisseur habituelle ($1 \cdot 10^{-5}$ cm.), on pouvait lui superposer une, deux ou trois feuilles identiques. L'anode avait été chauffée au rouge pendant une heure, dans un bon vide, et l'appareil vidé depuis plusieurs jours. L'électroscope contenait de l'azote à la pression de 0,1 cm.

J'ai observé une décharge de celui-ci pour une différence de potentiel de 25 volts entre l'anode et la cathode ⁽¹⁾. Ce cou-

⁽¹⁾ Cette différence de potentiel est corrigée de la chute de tension le long du filament et de la vitesse d'émission des électrons par le filament chaud.

rant de décharge avait pour valeur environ le triple de la fuite spontanée de l'instrument, mesurée toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire en ne faisant que supprimer la tension sur l'anode. Le courant thermo ionique était de 10^{-2} ampère. La courbe représentée sur la figure 9 indique la façon dont le courant d'ionisation, correspondant à l'absorption totale des rayons, variait en fonction de la tension entre les électrodes (tension corrigée). Le courant d'ionisation devenait important pour 30 volts et suffisant pour qu'on pût placer une seconde feuille mince (épaisseur 1.10^{-5} cm.) dans le trajet des rayons et mesurer l'absorption due à celle-ci. On a trouvé qu'elle ne laissait passer que 4 o/o des rayons incidents ⁽¹⁾.

Si l'on introduit volontairement, dans le tube producteur de rayons, alimenté par la même différence de potentiel, un gaz, de l'hydrogène par exemple, on trouve que le rayonnement ultraviolet très intense accompagnant l'ionisation de ce gaz, traverse facilement la membrane de celluloid ; la même feuille additionnelle laisse alors passer 16 o/o des rayons incidents (Le potentiel d'ionisation de l'hydrogène est 10,8 volts : $\lambda_0 = 1140$ A., le celluloid est plus transparent, car on a dépassé le maximum d'absorption existant entre la lumière et les rayons X mous) ⁽²⁾.

Sans entrer dans le détail de ces expériences qui seront exposées plus amplement dans le chapitre V, on voit qu'elles prouvent que les rayons, obtenus avec 25 volts, ne sont pas des rayons ultraviolets parasites, mais bien le spectre continu émis par l'anode, dont la longueur d'onde minimum, calculée par la relation d'Einstein est 493 A. ($A = 10^{-8}$ cm.) ⁽³⁾.

(1) *Comptes rendus*, t. CLXXII, 1921, p. 439

(2) Récemment on a trouvé en mesurant le rayonnement non par l'ionisation, mais par l'effet photo-électrique, que les rayons mous apparaissaient bien, à l'extérieur du tube, pour une différence de potentiel de 25 volts entre l'anode et la cathode.

(3) Une deuxième confirmation très directe de l'exactitude de l'interprétation de ces expériences a été récemment obtenue en mesurant la transparence T d'une feuille d'aluminium battu

Ces rayons, ont une longueur d'onde sensiblement égale à l'extrême ultra-violet de Lyman (510 Å.) et une longueur d'onde beaucoup plus grande que l'ultra-violet récemment étudié par Millikan (160 Å.).

On trouvera dans le chapitre V une confirmation de ce raccord par l'étude de l'absorption des rayons X de grande longueur d'onde.

En résumé :

Dans ce chapitre sont exposées les expériences qui établissent, avec une grande certitude, l'existence de toute une gamme de radiations électromagnétiques s'étendant de 10 à 493 Å. c'est-à-dire réunissant, avec un recouvrement important, les rayons X ordinaires à l'ultraviolet lumineux.

pour des rayons produits par une différence de potentiel V variant de 35 à 100 volts, c'est-à-dire dans une région où l'aluminium doit présenter une discontinuité d'absorption. La courbe $T = f(V)$ présente, en effet, un point singulier très net pour $V = 64 \pm 2$ volts ce qui place la discontinuité L_1 de l'aluminium à $193,5 \pm 4$ Å. en très bon accord avec le nombre déduit du principe de combinaison ou de l'extrapolation de la loi de Moseley.

CHAPITRE IV

Il était important de déterminer la loi de variation du coefficient d'absorption des corps en fonction de la longueur d'onde des rayons qui les traversent et ceci pour des radiations se rapprochant le plus possible de la lumière, afin de se rendre compte si les lois simples trouvées avec les rayons X ordinaires s'appliquent encore aux rayons très mous. Les gaz ont été d'abord étudiés étant donnée la facilité avec laquelle on peut en faire varier la masse traversée.

Coefficients d'absorption de l'azote. — L'azote atmosphérique est le gaz qui a été le mieux étudié. La variation de son coefficient massique total d'absorption (coefficient d'absorption rapporté à l'unité de masse du corps absorbant, prise sous une section égale à l'unité : $\frac{\mu}{\rho}$, ρ étant la masse spécifique) avec la longueur d'onde, a été déterminée par deux méthodes, à volume et à pression constants, et est représentée sur la courbe figure 10. En abscisses sont portés les logarithmes de la longueur d'onde minimum λ_0 (en Å = 10^{-8} cm.) du spectre continu émis par l'anticathode et l'indication de la différence de potentiel sous laquelle les rayons étaient produits ; en ordonnées, le coefficient massique d'absorption de l'azote pour les rayons très filtrés.

Pour les longueurs d'onde comprises entre 40 et 100 Å., rayons de 300 à 123 volts (branche CD de la courbe), le coefficient d'absorption varie en fonction de la longueur d'onde, suivant la loi : $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_N = 0,7 \lambda^{2,5}$. Pour les rayons produits sous des tensions supérieures à 300 volts, jusqu'à 1.200 volts,

le coefficient d'absorption semble devenir constant (branche CB de la courbe). En réalité, ce phénomène est probablement dû à ce que l'on atteint, pour une tension légèrement inférieure à 300 volts, la bande K d'absorption du carbone contenu dans la membrane de celluloïd qui ferme le tube. Les radiations, dont les longueurs d'onde sont plus courtes que

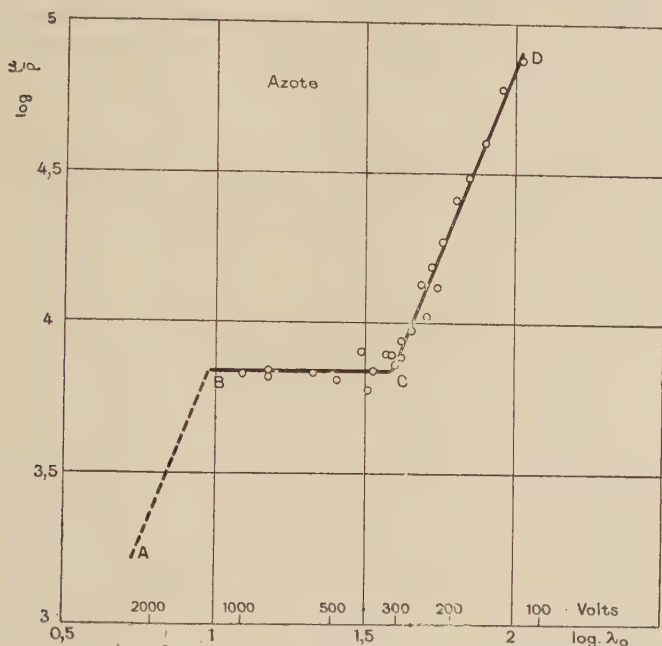


Fig. 10.

celles de cette discontinuité, sont beaucoup plus absorbées que les radiations dont les longueurs d'onde sont plus grandes ⁽¹⁾.

Il en résulte qu'à partir de 300 volts ⁽²⁾ la longueur d'onde

⁽¹⁾ La feuille employée, qui laissait passer 92 o/o de la radiation avant la discontinuité, ne laissait plus passer que 9 o/o de la radiation de longueur d'onde légèrement plus courte.

⁽²⁾ Une détermination plus précise de ce point a montré que la discontinuité avait lieu pour 290 volts, assignant à la bande K du

minimum des rayons qui traversent la feuille de celluloïd ne change sensiblement plus. Ce phénomène transforme le res-saut de la discontinuité d'absorption en un palier et masque la discontinuité K de l'azote qui doit se produire pour 390 volts environ ($\lambda = 31 \text{ \AA}$).

La branche AB de la courbe correspond à l'extrapolation du coefficient d'absorption de l'azote trouvé par Owen ⁽¹⁾ pour longueur d'onde $\lambda = 0,586 \text{ \AA}$. Elle représente la variation de $\log \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_N$ en fonction de $\log \lambda$ pour des longueurs d'onde inférieures à la discontinuité K de l'azote.

Coefficients d'absorption de l'oxygène et de l'hydrogène. — Les expressions qui représentent la variation des coefficients massiques d'absorption de l'oxygène et de l'hydrogène, en fonction de la longueur d'onde, sont :

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_O = 0,9\lambda^{2,5} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_H = 0,2\lambda^{2,5}.$$

Malheureusement les mesures, qui sont longues et pénibles, ne sont pas très nombreuses; pour l'oxygène, il a été déterminé 8 points entre 40 et 100 $\text{\AA}$, et pour l'hydrogène, 2 points seulement. Pour ce dernier gaz, il était impossible d'obtenir 1∞ , avec le modèle de chambre employée, car la pression nécessaire aurait été supérieure à 7 cm. de mercure; on a donc employé, pour déterminer les coefficients d'absorption, la méthode des épaisseurs doubles précédemment décrite (Chapitre II).

Comparaison entre l'absorption des rayons de grandes et de courtes longueurs d'onde. — Les expressions, précédemment indiquées et représentées graphiquement sur la figure 11, montrent que les rayons mous, dont les longueurs d'onde sont comprises entre 40 et 100, s'absorbent dans les gaz sui-

carbone la longueur d'onde de 43 $\text{\AA}$ en bon accord avec l'extrapolation des nombres connus.

(1) OWEN. *Proc. Roy Soc.*, T. XCIV, p. 510 (1918).

vant des lois très analogues à celles trouvées pour les rayons X ordinaires de longueur d'onde 100 fois plus courte. M. L. de Broglie a retrouvé, par la voie théorique, des résultats analogues. En supposant que le passage d'un atome normal à l'état ionisé se fasse avec une probabilité proportionnelle à la différence d'énergie des deux états, l'absorption doit croître toujours suivant la même loi, depuis les plus courtes lon-

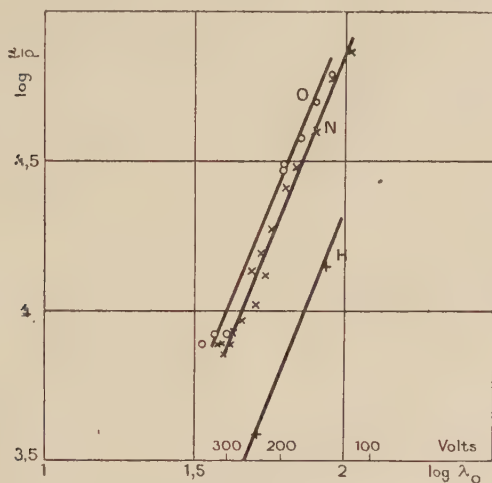


Fig. 11.

gueurs d'onde jusqu'à celle correspondant à l'anneau électronique le plus extérieur de l'atome, en passant par les différentes discontinuités caractéristiques, puis tomber brusquement à zéro.

Si l'on compare les coefficients d'absorption trouvés pour les rayons mous avec ceux donnés par Owen pour les mêmes gaz, mais pour une longueur d'onde 100 fois plus courte, on constate que le rapport entre les coefficients correspondants reste constant, comme l'indique le tableau suivant :

Pour $\lambda = 0,586\text{\AA}$	Pour $40\text{\AA} < \lambda < 100\text{\AA}$
Hydrogène $\frac{\mu}{\rho} = 0,20$	$\frac{\mu}{\rho} = 0,2 \cdot \lambda^{2,5}$
Azote $\frac{\mu}{\rho} = 0,67$	$\frac{\mu}{\rho} = 0,7 \cdot \lambda^{2,5}$
Oxygène $\frac{\mu}{\rho} = 0,89$	$\frac{\mu}{\rho} = 0,9 \cdot \lambda^{2,5} \text{ (1)}$

L'absorption des rayons de grande longueur d'onde a été aussi étudiée par Miller ⁽²⁾, comme rayons restants d'un tube Coolidge, à anticathode de fer, bombardée par des électrons lancés par des tensions variant de 2.500 à 10.000 volts. Cet auteur a trouvé, pour l'aluminium un résultat analogue au mien (mais pour une variation de longueur d'onde beaucoup moins importante), en effet :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Al}} = 19,4\lambda^{2,77} \quad (5 > \lambda > 1)$$

expression très voisine de :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Al}} = 14,9\lambda^3 \quad (0,2 > \lambda > 0,1)$$

trouvée par Hull et Rice, pour des rayons monochromatiques de très courte longueur d'onde.

La méthode des rayons restants ne permet pas de faire des mesures de précision et donne des valeurs, erronées par excès, des coefficients d'absorption et une valeur erronée par défaut de l'exposant de λ (2,5 au lieu de 3) : les radiations, même très filtrées, correspondant toujours à une longueur d'onde sensiblement plus grande que celle de l'extrémité du spectre continu de l'anode et la filtration étant, en général, d'autant plus parfaite que les rayons sont plus absorbables.

En résumé :

Les gaz étudiés et probablement tous les corps absorbent

(1) L'égalité numérique des coefficients tient à un simple hasard.

(2) MILLER. *Phys. Rev.* T. VIII, p. 329, octobre 1916.

les radiations ayant des longueurs d'onde allant jusqu'à 100 Å. ⁽¹⁾ suivant une loi analogue à celle trouvée pour les rayons X ordinaires ($\lambda = 1$ Å. par exemple). Aucun caractère moléculaire ne se manifeste encore ; des rayons mous de 100 Å. ont encore parfaitement les caractères physiques des rayons X.

⁽¹⁾ Limite expérimentale récemment reculée par l'azote jusqu'à 140 Å.

CHAPITRE V

Dans la mesure de l'absorption des rayons mous dans les gaz, le courant d'ionisation était mesuré à l'électromètre et ceci était imposé par suite des difficultés résultant de l'obtention du courant de saturation dans les gaz aux différentes pressions sans avoir cependant d'ionisation par chocs des ions. Malheureusement l'électromètre limite la sensibilité et ne permet pas de mesures des coefficients d'absorption en dessous de 100 A. Comme il était très intéressant de se rapprocher plus de l'ultraviolet, dans les expériences qui suivent, l'électromètre, le quartz piézoélectrique, les tiges, la chambre d'ionisation, furent remplacés par un électroscope de faible capacité. Comme corps absorbant on a choisi une feuille solide facile à introduire dans le trajet des rayons.

Absorption des rayons mous dans les corps solides. — Le corps absorbant utilisé a été le celluloïd. Ce choix a été déterminé par le fait que c'est avec cette substance que l'on peut réaliser les feuilles les plus légères. Comme nous l'avons vu précédemment, on peut facilement obtenir des feuilles de celluloïd pesant $1,1 \cdot 10^{-5}$ gramme par cm^2 ⁽¹⁾.

Les rayons étaient produits par le choc des électrons issus d'une cathode incandescente en tungstène sur une anode de molybdène en forme de V (fig. 2. n°3). Des écrans convenables empêchaient la lumière du filament d'entrer dans l'électroscope. L'anode avait été, comme toujours, préalablement purgée des gaz occlus par une chauffe prolongée, au rouge, dans un bon vide. Les rayons traversaient une feuille étanche de celluloïd de $0,8 \cdot 10^{-5}$ cm. d'épaisseur et étaient ensuite

(1) Une feuille d'or battu pèse environ $17 \cdot 10^{-5}$ gr.- cm^2 .

complètement absorbés dans l'électroscope précédemment décrit (Chapitre II). On pouvait interposer, dans le trajet des rayons, au moyen du système à volets, dont il a déjà été question, 1, 2 ou 3 feuilles de celluloïd d'épaisseurs identiques à celle qui fermait le tube producteur de rayons.

Les résultats sont exposés dans le tableau suivant; dans lequel :

V est la différence de potentiel entre l'anode et la cathode ;

λ la longueur d'onde minimum du spectre continu correspondant (en $\text{\AA} = 10^{-8} \text{ cm}$);

$\frac{I}{I_0}$ le rapport entre l'intensité des rayons transmis par une feuille de celluloïd de $2,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. d'épaisseur et l'intensité du rayonnement incident très filtré⁽¹⁾, supposée égale à 100;

$\frac{\mu}{\rho}$ le coefficient massique d'absorption du celluloïd en cm.^{-1}

V	λ	$\frac{I}{I_0}$	$\frac{\mu}{\rho}$
10,8 volts	$1140 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$	16,2	$55 \cdot 10^3$
31	400	4,1	$92 \cdot 10^3$
35	350	3,0	$101 \cdot 10^3$
40	308	2,7	$104 \cdot 10^3$
45	274	3,9	94 »
50	246	5,6	83 »
60	205	9,2	68 »
70	176	19,5	47 »
90	137	33,4	32 »
123	100	52,4	$18,6 \cdot 10^3$
150	82	64,0	$12,0 \cdot 10^3$
220	56	81,0	$5,96 \cdot 10^3$
300	41	92,0	$2,52 \cdot 10^3$
600	20	92,0	$2,52 \cdot 10^3$
1230	10	92,0	$2,52 \cdot 10^3$

Ces résultats sont aussi représentés sur la figure 12. En abscisses sont portées les valeurs de $\log \lambda$ (λ exprime en

(1) Rayonnement ayant abandonné 80 o/o de son énergie dans des filtres appropriés.

10^{-8} cm) et l'indication des différentes régions de l'ultraviolet récemment explorées ; en ordonnées, les valeurs de $\log \frac{\mu}{\rho}$. La droite N représente la variation des mêmes éléments pour l'azote.

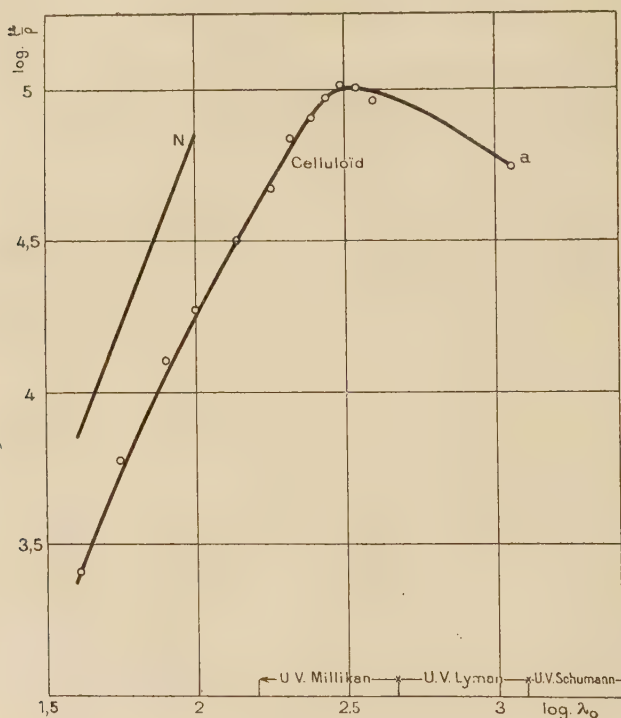


Fig. 12.

Le premier point (10^9) a été obtenu au moyen de l'ionisation de l'hydrogène, comme il sera indiqué plus loin (Point *a* de la figure).

On remarque que de $\lambda = 40$ à $\lambda = 80$ Å, le coefficient d'absorption de celluloïd varie avec la longueur d'onde suivant une loi en $\lambda^{2,5}$, semblable à celle trouvée pour les gaz ; mais à partir de $\lambda = 80$ Å, le coefficient d'absorption croît de

moins en moins vite, passe par un maximum pour $\lambda = 320 \text{ \AA}$, puis diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'ultraviolet ⁽¹⁾ $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{max}}$ pour le celluloid $= 10^5 \text{ cm}^{-1}$ environ.

On remarque aussi que le coefficient massique du celluloid est très petit et de l'ordre de grandeur de celui de l'hydrogène. Ceci donne lieu de croire que, dans ce domaine de longueurs d'onde, l'absorption moléculaire ne serait pas une propriété additive des absorptions atomiques. Des expériences sont en cours pour vérifier ce dernier point.

On constate aussi que l'absorption de la feuille ne diminue plus de 300 à 1.200 volts, très probablement par suite de l'absorption sélective K du carbone, dont il a été question précédemment.

Utilisation des potentiels d'ionisation. — Bien que la feuille de celluloid, séparant le tube producteur de rayons de l'électroscope, absorba de moins en moins les rayons produits sous une différence de potentiel inférieure à celle correspondant au maximum d'absorption (40 volts), il était impossible de mettre en évidence un rayonnement pour une tension inférieure à 25 volts, le « rendement » de l'anticathode, dans la transformation de l'énergie cinétique des électrons en énergie rayonnante, devenant alors extrêmement faible.

Mais si, au lieu de chercher à produire un spectre continu en bombardant une anode métallique, on frappe les atomes d'un gaz par des électrons lancés par 25 volts, il y a production d'un fort rayonnement ultraviolet. Nous allons voir que l'on peut se placer dans des conditions telles que les rayons utilisés soient d'une longueur d'onde efficace parfaitement connue.

Supposons que l'on ait introduit, dans le tube producteur

⁽¹⁾ On est en présence soit très probablement du maximum d'absorption général existant, pour tous les corps transparents, entre la lumière et les rayons X; soit de la discontinuité L d'absorption du carbone qui se trouve dans cette région.

de rayons, un gaz, de l'hydrogène par exemple, à une pression telle que le libre parcours moyen d'un électron soit du même ordre que la distance entre l'anode et la cathode, et dans l'électroscope le même gaz à une pression suffisante pour absorber tout le rayonnement. Si l'on établit, entre l'anode et la cathode, une différence de potentiel croissante, on constate l'apparition brusque d'une décharge de l'électroscope pour une tension correspondant au premier potentiel d'ionisation du gaz considéré.

Un électron ayant rencontré un atome d'hydrogène avec une vitesse suffisante pour l'ioniser, le retour de celui-ci à l'état normal s'accompagne d'une radiation électromagnétique possédant le quantum suffisant pour ioniser un autre atome du même gaz. Cette radiation traverse la feuille mince de celluloïd et est encore capable d'ioniser l'hydrogène.

Il faut admettre, soit que la propagation à distance se fait par « grains » transmis ou absorbés intégralement, soit qu'elle donne lieu à des phénomènes additifs, la quantification se faisant dans l'atome, à l'absorption et à l'émission ⁽¹⁾. On a constaté, d'autre part, que la composition de la radiation émise par l'atome d'hydrogène ne change pas lorsque celui-ci est bombardé par des électrons lancés par des différences de potentiel V ayant varié entre le potentiel d'ionisation (10,8 volts) et 40 volts ⁽²⁾. Ce résultat a été obtenu en mesurant l'absorption de cette radiation dans une même feuille de celluloïd (de 0,8. 10^{-5} cm. d'épaisseur). La fraction I de la radiation incidente qui traverse la feuille, I_0 étant supposé égal à 100, est donnée dans le tableau suivant :

⁽¹⁾ En résumé, on retrouve par l'intermédiaire de la radiation électromagnétique produite au moment de l'ionisation, les mêmes potentiels d'ionisation ou des potentiels inférieurs à ceux trouvés par choc direct des électrons.

⁽²⁾ Ces résultats sont analogues à ceux trouvés par Richardson et Bazzoni, *Phil. Mag.*, 1917, p. 285.

V	$\frac{I}{I_0}$
12,8	16,0
18,8	16,6
22,6	16,3
27,9	16,2
37,6	16,1

La composition de la radiation restant constante, ceci prouve qu'on a bien à faire à de l'hydrogène pur ⁽¹⁾. Dans un mélange de gaz la nature de la radiation changerait chaque fois qu'on atteindrait le potentiel d'ionisation de l'un des constituants. On a donc admis que la radiation considérée était bien celle correspondant à l'ionisation de l'hydrogène (potentiel d'ionisation 10,8 volts). La plus courte longueur d'onde correspondant à cette chute de potentiel est 1,140 Å.

En résumé :

On a déterminé, d'une façon continue, la variation du coefficient d'absorption du celluloïd entre l'ultraviolet ordinaire et les rayons X. On a mis en évidence que cette variation de l'absorption, qui débute par la loi habituelle change rapidement d'allure (vers 80 Å.), l'absorption croissant de moins en moins vite et passant par un maximum pour décroître du côté de la lumière. Le fait que la loi d'absorption change semble indiquer que les phénomènes moléculaires semblent intervenir, il est cependant difficile de dire si le maximum observé est dû au phénomène général que l'on doit observer entre la lumière et les rayons X ou simplement dû à la discontinuité L_1 du carbone contenu dans le celluloïd, le maximum général se produirait alors pour le potentiel d'ionisation (c'est-à-dire plus près de l'ultra-violet, pour 10 ou 15 volts).

(1) Ces résultats montrent ainsi que le fond continu n'existe pas dans le spectre de la lumière émise par des gaz bombardés par les électrons. Le fond continu donné par un métal provenant, sans doute, de l'arrêt des électrons du faisceau cathodique sur les électrons libres.

CHAPITRE VI

Ionisation totale. — Etant donné la facilité avec laquelle on peut absorber, dans une petite chambre d'ionisation, la totalité d'un rayonnement mou donné, il était intéressant de déterminer quels sont, dans différents gaz, les courants d'ionisation qui en résultent.

J'ai étudié à ce point de vue l'azote atmosphérique, l'oxygène et l'acétylène, et trouvé que, pour des rayons produits par des différences de potentiel comprises entre 200 et 600 volts ⁽¹⁾, les courants d'ionisation produits par l'absorption totale du rayonnement sont sensiblement égaux. L'azote a donné des valeurs du courant d'ionisation légèrement inférieures, mais il est difficile d'assurer que cette différence ne provenait pas d'une petite variation accidentelle dans l'intensité du rayonnement émis par le tube producteur de rayons. La comparaison entre l'azote et l'acétylène a donné pour l'absorption totale des rayons de 360 volts, les courants d'ionisation suivants (en unités arbitraires):

Acétylène.	18,6	{ série de 15 mesures croisées.
Azote	18,3	

Différentes anodes. — J'ai étudié aussi, dans le même intervalle de tension le rayonnement de deux anodes identiques, comme forme, mais faites de substances (cuivre et carbone) ayant des nombres atomiques très différents.

(1) On a vu qu'à partir de 300 volts, la longueur d'onde minimum du rayonnement qui traverse la feuille de celluloid mince, ne change sensiblement plus, par suite de la présence de la bande K d'absorption.

L'anode de cuivre était celle représentée sur la figure 2, la cathode de tungstène l'avait légèrement recouverte d'un dépôt de ce métal au début du fonctionnement de l'appareil. Pour avoir une électrode en carbone exactement de même forme,

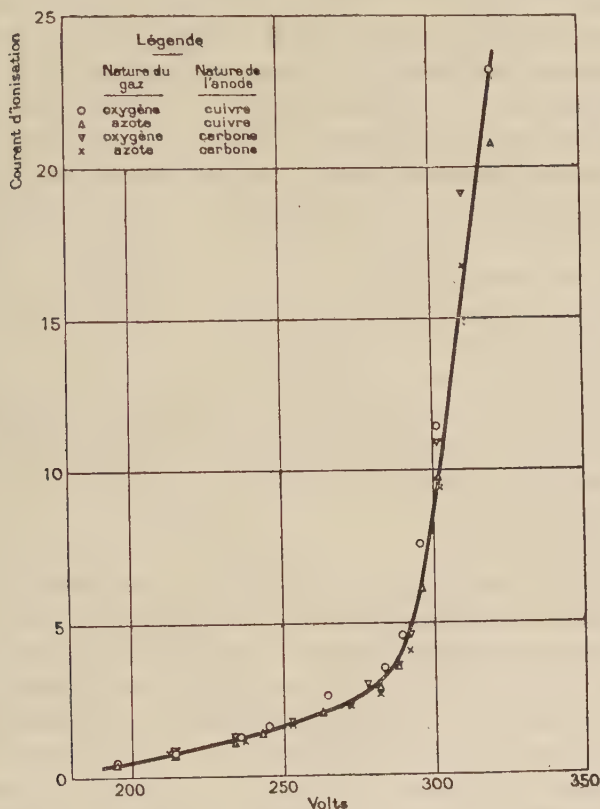


Fig. 13.

j'ai recouvert l'anode en cuivre d'un dépôt de noir de fumée et remplacé le filament de tungstène par un filament de carbone, afin d'éviter que la pulvérisation cathodique éventuelle puisse changer la nature de la surface de l'anode.

La courbe représentée sur la figure 13 a été obtenue en por-

tant en abscisses les différences de potentiel en volts entre les électrodes, et en ordonnées les courants d'ionisation, en unités arbitraires, obtenues en absorbant totalement dans l'azote et l'oxygène des rayons issus d'anodes de cuivre et de carbone.

J'ai trouvé que ces deux anodes émettaient toutes choses égales d'ailleurs, des rayonnements qui, une fois sortis du tube au travers de la feuille mince de celluloïd, possèdent la même intensité et la même répartition d'énergie entre les différentes longueurs d'onde du spectre continu. En effet, il a été trouvé expérimentalement que l'azote absorbe également les rayons issus de ces deux anodes, pour une même différence de potentiel V entre les électrodes. La vérification a été faite pour l'intensité et la nature entre $V=230$ et $V=800$ volts.

Je n'ai pas aperçu l'émission sélective du carbone qui aurait dû être caractérisée par un rayonnement, plus intense pour l'anode de carbone que pour les autres, à partir de la tension nécessaire pour déclancher les raies K (275 volts environ).

Il est probable que dans les solides conducteurs de l'électricité et de faible poids atomique frappés par des électrons, l'énergie rayonnée avec la longueur d'onde des raies caractéristiques est une faible fraction de l'énergie totale distribuée entre les différentes radiations du spectre continu. Contrairement, dans les gaz, l'énergie semble émise uniquement avec la longueur d'onde des raies.

Essai de réflexion des rayons mous. — J'ai essayé de faire réfléchir un faisceau intense de rayons mous, tombant sous une incidence de 45° , sur différents miroirs. Les rayons réfléchis entraient dans une chambre d'ionisation réunie à un électroscope. Les miroirs employés furent : une nappe de mercure (cuivre amalgamé), un clivage frais d'un cristal de gypse et une face d'un gros cristal de pyrite. La longueur d'onde des rayons incidents a varié entre 40 et 70 Å. Le résul-

tat a été négatif, le pouvoir réflecteur des corps examinés, pour les rayons considérés, est inférieur à 1/100. L'émission de rayons secondaires est elle-même très petite.

Ces essais sont à reprendre avec plus de sensibilité et des rayons de plus grande longueur d'onde.

Résumé et projets. — Les principaux résultats des recherches exposées dans ce Mémoire sont les suivants :

La prolongation des radiations X de grande longueur d'onde jusqu'au milieu de l'ultraviolet récemment étudié par Millikan.

La détermination des lois d'absorption des gaz (oxygène, azote, hydrogène) pour des radiations comprises entre 40 et 100 Å.

La détermination de la loi d'absorption d'un corps solide entre 10 et 1.000 Å. et la mise en évidence du maximum d'absorption existant dans cette région.

La technique s'étant sans cesse améliorée au cours de ces expériences, j'espère pouvoir reprendre toutes ces déterminations avec plus de précision.

Parmi les résultats secondaires, les plus importants sont :

La détermination approximative de la discontinuité K d'absorption du carbone ; la mesure des ionisations totales dans différents gaz ; la mesure du rayonnement de différentes anodes ; l'utilisation d'une nouvelle méthode pour la détermination des potentiels de radiation et d'ionisation, et la production de rayons ultraviolets de longueur d'onde connue.

De nombreux projets sont en cours de réalisation.

Par exemple, il me semble qu'il sera facile de prolonger, du côté des grandes longueurs d'onde, les courbes d'absorption des gaz en employant une tranche de gaz, à une pression connue, enfermée entre deux feuilles de celluloid, et placée entre le tube producteur de rayons et l'électroscope.

On pourrait ainsi se rendre compte si le maximum

d'absorption a bien lieu pour la fréquence correspondant au potentiel d'ionisation.

En comparant, par la même méthode, l'absorption d'une certaine quantité de mélange tonnant avec l'absorption de la vapeur d'eau résultant de la combinaison de l'hydrogène à l'oxygène, on pourra, d'une façon très directe, déterminer si l'absorption moléculaire peut se calculer, dans ce domaine de fréquence, par la somme des absorptions atomiques.

Des expériences sont en cours pour déterminer, d'une façon précise, la place de la discontinuité K du carbone dans le celluloïd; il est malheureusement impossible de déterminer la place des bandes K de l'oxygène et de l'azote qui se trouvent aussi dans le celluloïd, mais sont masquées par le carbone. Par contre, il sera probablement possible de déterminer la place de la discontinuité K du néon (en fermant le tube par de l'aluminium) et de la bande K du bore contenu dans le borure d'hydrogène.

On pourra probablement utiliser aussi l'effet photoélectrique, donné par les rayons mous, pour déterminer la place des bandes K des éléments plus légers que le carbone : bore, glucinium, lithium.

Il serait très intéressant d'essayer de disperser, par un réseau, les rayons très mous. A défaut de réseau, on pourrait tenter de les diffracter au travers de fentes fines.

Il est à souhaiter que les mesures qualitatives, publiées par Mlle Laird (¹), sur l'absorption du celluloïd dans le domaine des longueurs d'onde étudiées par Millikan (300 à 1.000 Å.), soient reprises quantitativement.

Enfin la méthode précédemment décrite permettant de déterminer les potentiels de radiation et d'ionisation, en séparant nettement les phénomènes et en contrôlant la nature de la radiation émise par absorption, semble susceptible de nombreuses applications. Il faudra probablement renoncer à

(¹) E. Laird, *Phys. Rev.* (15), 1920, p. 543.

l'emploi d'un appareil métallique, avec rodages graissés, et à l'usage d'une feuille mince de celluloid, ceci pour être sûr de la pureté du gaz étudié. Mais on pourrait utiliser un appareil en verre de quartz avec une membrane mince en quartz pur très transparent pour l'ultraviolet.

APPENDICE

Pendant le temps nécessaire à l'impression de ce mémoire quelques-uns des projets qui viennent d'être cités ont été réalisés :

On a prolongé la courbe d'absorption de l'azote en employant, comme il a été indiqué une tranche de ce gaz, enfermée, à une pression connue, entre deux feuilles minces de celluloid. La loi habituelle (en λ^3) s'appliquait encore pour $\lambda = 140$ A. soit pour des rayons de 90 volts.

Au moyen du même appareil on a cherché à déterminer la place de la discontinuité K du bore contenu dans le borure d'hydrogène. Une discontinuité très faible a été aperçue vers 160 volts ($\lambda = 77$ A.) mais ce nombre, bien qu'il se place bien sur la droite de Moseley, a une valeur expérimentale douteuse : le ressaut d'absorption K étant probablement très petit pour cet élément léger.

L'expérience de comparaison de l'absorption du mélange tonnant à l'absorption de la vapeur d'eau n'a pas donné de résultat : la vapeur d'eau traversant avec une facilité extrême les feuilles minces de celluloid.

Dans le même ordre d'idées, on a comparé, pour des rayons de 100 A., l'absorption du mélange $2\text{CAz} + 2\text{O}_2$ avec l'absorption des gaz résultant de la combustion : $2\text{CO}_2 + \text{Az}_2$. On a aussi comparé 2AzO avec $\text{Az}_2 + \text{O}_2$. On n'a pas pu mettre en évidence une influence notable de la forme de la molécule sur la valeur du coefficient d'absorption. Bien que ces expériences n'aient pas été effectuées

avec une grande précision je crois que, pour les rayons considérés, la matière régit uniquement en fonction des atomes qui la composent : des rayons de 100 Å ont encore parfaitement le caractère des rayons X.

Il était intéressant, pour éprouver la méthode des rayons restants constamment employée dans ce mémoire, de déterminer, par ce moyen, le potentiel critique relatif à une discontinuité d'absorption dont la fréquence avait été d'autre part, mesurée par la diffraction des rayons sur un cristal de constante réticulaire connue.

On a choisi la discontinuité K de l'aluminium dont la longueur d'onde, mesurée avec soin par Hugo Fricke, est de 7,9470 Å. Le potentiel critique correspondant a été trouvée égal à $1\,555 \pm 10$ volts ce qui donne pour h la valeur $(6,55 \pm 0,02) 10^{-27}$ en très bon accord avec les autres déterminations.

On a utilisé la même méthode pour déterminer la place de la discontinuité L_1 du même métal. On a trouvé $64,0 \pm 2$ volts soit $(193,5 \pm 4) 10^{-8}$ cm.

Il est à remarquer que la discontinuité L_1 de l'aluminium tombe à la limite du domaine des radiations ultraviolettes étudiées par Millikan.

L'analyse des courbes d'absorption a montré que, dans cette région, le maximum d'énergie est très bien localisé vers l'extrémité haute fréquence du spectre continu, ce qui donne une confirmation précieuse de la légitimité de l'emploi des rayons restants.

Enfin un essai de diffraction, au travers d'une fente fine, des rayons L_1 de l'aluminium et le montage indiqué pour la mesure, par l'intermédiaire de la radiation électromagnétique équivalente, des potentiels d'ionisation sont en cours de réalisation.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Isotopie des radioéléments et des autres éléments

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 26 mai 1924.

Le Doyen de la Faculté des Sciences.

M. MOLLIARD.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Pour le Recteur :

L'Inspecteur de l'Académie,

G. DE BÉVOTTE.



